

界面固化を伴う溶融ジェットの微粒化機構に関する研究

著者	岩澤 譲
内容記述	この博士論文は内容の要約のみの公開（または一部非公開）になっています
発行年	2017
学位授与大学	筑波大学 (University of Tsukuba)
学位授与年度	2016
報告番号	12102甲第8097号
URL	http://hdl.handle.net/2241/00148270

博士(工学)論文概要

界面固化を伴う
熔融ジェットの微粒化機構に関する研究

システム情報工学研究科 構造エネルギー工学専攻

岩澤 譲

2017年 3月

1. 緒言

1.1 研究背景

ナトリウム冷却型高速炉(SFR: Sodium-cooled Fast Reactor)では、炉心損傷事(CDA: Core Disruptive Accident)が発生した場合に、CDAを原子炉容器内で終息(IVR: In-Vessel Retention)させるための設計が提案されている(Suzuki et al., 2014) [1]. このとき、冷却材中に排出された熔融燃料(以降、熔融ジェットと称す)が原子炉容器内の構造材に直接衝突した場合には、原子炉の健全性に重大な影響を与える可能性がある。よって、熔融ジェットが分断され小さくなることですべて崩壊する(以降、ジェットブレイクアップと称す)までに、熔融ジェットが冷却材中に侵入する距離を示すジェットブレイクアップ長さの予測が重要となる。また、熔融ジェットが分断され小さくなる(以降、微粒化と称す)ことにより生成した、熔融状態の粒子(以降、微粒化物と称す)が、原子炉容器内の構造材に直接衝突した場合には、原子炉の健全性に重大な影響を与える可能性がある。よって、熔融ジェットの微粒化により生成する微粒化物径の予測が重要となる。SFRでは、熔融ジェットと冷却材の初期温度により決定される、初期接触界面温度(Fauske, 1973) [2] が、熔融ジェットの融点を下回る(Fauske et al., 2002) [3] ことから、熔融ジェットの表面の固化、すなわち界面固化の発生が想定されることから、界面固化の発生が熔融ジェット挙動に与える影響を検証する必要がある。既存研究では、Sugiyama ら(Sugiyama et al., 1999) [4] や、Nishimura ら(Nishimura et al., 2010) [5] により界面固化の発生に関する実験的研究が実施されているものの、界面固化が発生する条件に適用可能なジェットブレイクアップ長さ、および微粒化物径の予測手法の整備が不十分であるとともに、重要な設計指針となる、SFRで界面固化が発生した場合に確保する必要のある、冷却材プールの深さが示されていない。

1.2 研究目的および研究構成

本研究では、界面固化の発生する条件に対して適用可能なジェットブレイクアップ長さ、および微粒化物径の予測手法の整備とともに、SFRで界面固化の発生が発生した場合に確保する必要のある、冷却性プール深さの検証を目的とする。そこで、水中の熔融ジェット挙動を高速度カメラにより可視観測することにより、界面固化が発生する条件に対して適用可能なジェットブレイクアップ長さの予測相関式の検討を行った。また、熔融ジェットの射出後に回収された堆積物を観測することにより、界面固化が発生する条件に対して適用可能な生成微粒化物径の予測手法を構築した。そして、実験の実施や計測が困難な物理量の取得を目的として、熔融ジェット挙動に作用する流体的相互作用に着目することにより、He ら(He et al., 1999) [6] による既存研究で構築された格子ボルツマン法(LBM: Lattice Boltzmann Method)に基づいた、液体ジェット挙動の数値シミュレーションを実施するとともに、Moriyama ら(Moriyama et al., 2002) [7] による既存研究で構築された粗混合伝熱モデルに基づき、SFRで界面固化が発生した場合に確保する必要のある、冷却材プールの深さを検証した。

2. 熔融ジェット射出実験

2.1 実験装置および実験条件

図1に実験装置の模式図を示す。本実験では、Bi-Snの低融点金属(融点 $T_{\text{melt}} = 138^{\circ}\text{C}$)の熔融ジェットを、射出径 D_0 のノズルより、自由落下で水中に射出した。図2の横軸は熔融ジェットの初期温度、縦軸は冷却材の初期温度であり、図中の橙色の実線、灰色の実線、および赤色の実線

は、初期接触界面温度 T_i (Fauske, 1973) [2] が冷却材の沸点 T_{boil} , 低融点金属の融点 T_{melt} , 冷却材の均質核生成温度 T_{hm} (Lienhard, 1976) [8] となる境界を示す。また、図中の青色の実線、および黒色の実線は、それぞれ冷却材の最小膜沸騰温度 T_{min} (Kondo, et al., 1995) [9] の境界、および溶融ジェットの初期温度 T_j が低融点金属の融点 T_{melt} となる境界を示す。本研究では、初期接触界面温度が低融点金属の融点を上回る温度条件を「界面固化が発生しない条件」とし、初期接触界面温度が低融点金属の融点を下回る温度条件を「界面固化が発生する条件」とした。赤丸は界面固化が発生しない条件、青丸は界面固化が発生する条件で実験を実施した温度条件をそれぞれ示す。

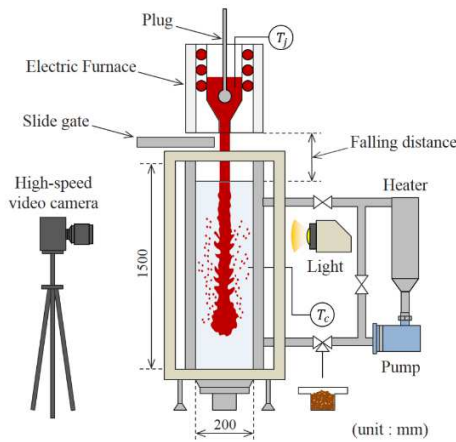


図1 実験装置の模式図 (岩澤他, 2015a) [10].

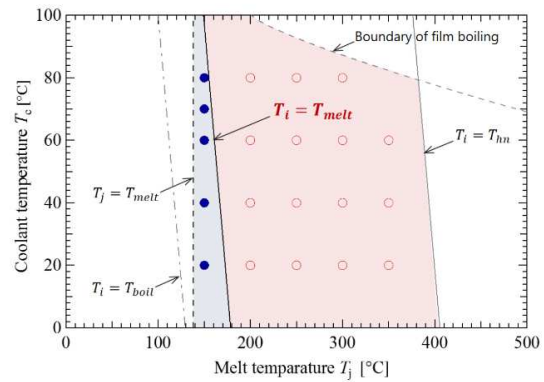
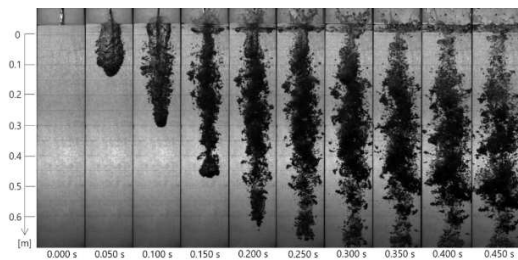


図2 実験実施の温度条件 (岩澤他, 2015a) [10].

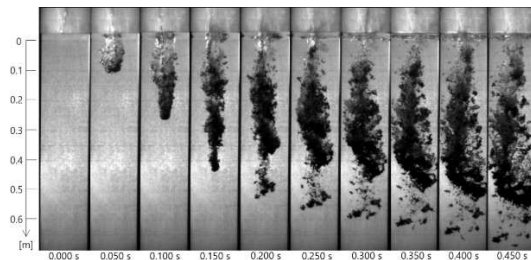
2.2 溶融ジェット挙動の可視化

溶融ジェット挙動の可視化結果より、界面固化が発生しない条件である図 3 (a) ならびに界面固化が発生する条件であるものの、冷却材の初期温度が高い条件である図 3 (b) では、溶融ジェットがすべて微粒化物となり消失することにより、ジェットブレイクアップに至った様子が分かる。一方、界面固化が発生する条件であり、冷却材の初期温度が低い条件である図 3 (c), および図 3 (b) より、溶融ジェットの侵入速度 v_{j0} のみを遅くした条件である図 3 (d) では、溶融ジェットが維持されたまま棒状の固化物となり冷却材中を落下している様子が分かる。

以上のことから、界面固化が発生する条件であっても、冷却材の初期温度が高い条件では、ジェットブレイクアップに至ることが示された。



(a) $T_j = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_c = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_i = 207\text{ }^{\circ}\text{C}$, $v_{j0} = 3.06\text{ m/s}$,
 $D_{j0} = 20\text{ mm}$ (case: (1))



(b) $T_j = 150\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_c = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_i = 207\text{ }^{\circ}\text{C}$, $v_{j0} = 3.02\text{ m/s}$,
 $D_{j0} = 20\text{ mm}$ (case: (2))

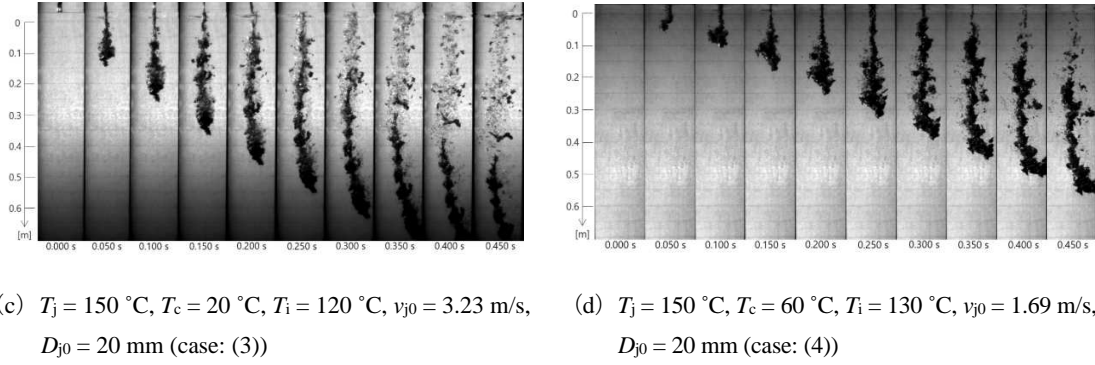


図3 溶融ジェット挙動の可視化結果（岩澤他, 2015a）[10].

2.3 ジェットブレイクアップ長さの計測

本研究では、既存研究（e.g., Moriyama et al., 2005; Matsuo et al., 2008）[11, 12]と同様に、ジェット先端速度が減少を開始する直前の時刻でのジェット先端位置をジェットブレイクアップ位置とし、ジェットブレイクアップ長さを、水面からジェットブレイクアップ位置までの距離と定義した。図4より、ジェットブレイクアップに至った場合のジェットブレイクアップ長さに対しては、初期接触界面温度はほぼ影響を与えないことが示された。このことは、界面固化の発生はジェットブレイクアップ長さに対して影響を与えないことを示す。図5に、ジェットブレイクアップ長さに対する Froude 数の影響を示す。図5に示す実線は、Saito らによる予測相関式（Saito, et al., 1988）[13]を、点線は Epstein and Fauske による予測相関式（Epstein and Fauske, 2001）[14]をそれぞれ示す。このことから、ジェットブレイクアップ長さには、Froude 数に対する依存性が認められず、Epstein and Fauske による予測相関式に近い傾向を示すことが分かる。

以上のことから、界面固化が発生した場合でも、ジェットブレイクアップに至った場合のジェットブレイクアップ長さの予測に対しては、既存研究で提案されている Epstein and Fauske の相関式が適用できることが示された。

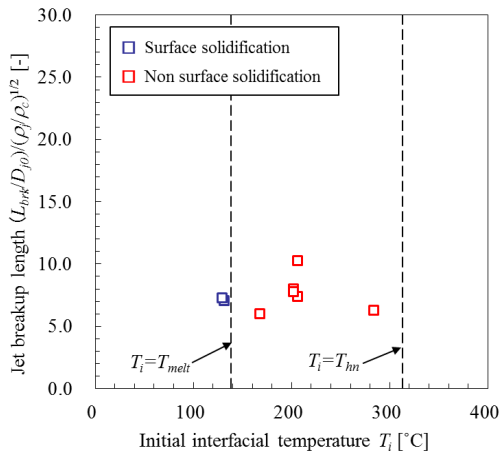


図4 ジェットブレイクアップ長さと初期接触界面温度との関係（岩澤他, 2015a）[10].

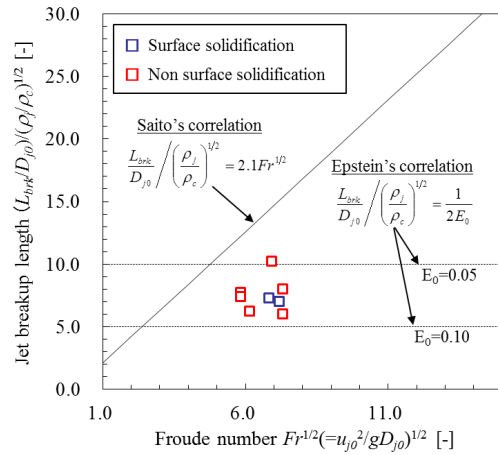


図5 ジェットブレイクアップ長さと既存の予測相関式との比較（岩澤他, 2015a）[10].

3. 堆積物の観測

3.1 堆積物の外観

図 3 に示す，ケース (1) から (4) での実験より得られた，堆積物の外観をそれぞれ図 6 (a) から (d) に示す．図 6 (a)，および図 6 (b) では，点線で囲んだ領域 A に示す 30 mm 程度の大きさの堆積物と，領域 B に示す 100 mm 程度の大きさの堆積物が生成した．一方，図 6 (c)，および図 6 (d) では，領域 A に示す 30 mm 程度の大きさの堆積物と，領域 B に示す 100 mm 程度の大きさの堆積物に加えて，矢印 C で示す 200 mm 程度の棒状の堆積物が生成した．このとき，図 6 (a) から (d) では，領域 A に示す堆積物は，すべてばらばらの細かい堆積物であった．



図 6 堆積物の外観 (岩澤他, 2015b) [15].

3.2 微粒化物の形状

ケース (2) で得られた微粒化物の形状を詳細に観測した．図 3 (b) の領域 A に示す，30 mm 程度の大きさの微粒化物は，図 7 (a) から (d) に示す形状となっていた．それぞれの形状は，球形状，鋭く細いフィラメント形状や薄いシート形状であった．また，図 3 (b) の領域 B に示す，100 mm 程度の大きさの微粒化物は，図 7 (e) に示す複雑形状であった．

以上のことから、同一の実験条件であっても、球形状、鋭く細いフィラメント形状や薄いシート形状といった異なる形状の微粒化物が生成することが示された。また、このことは、初期接触界面温度の条件によらないことが示された。

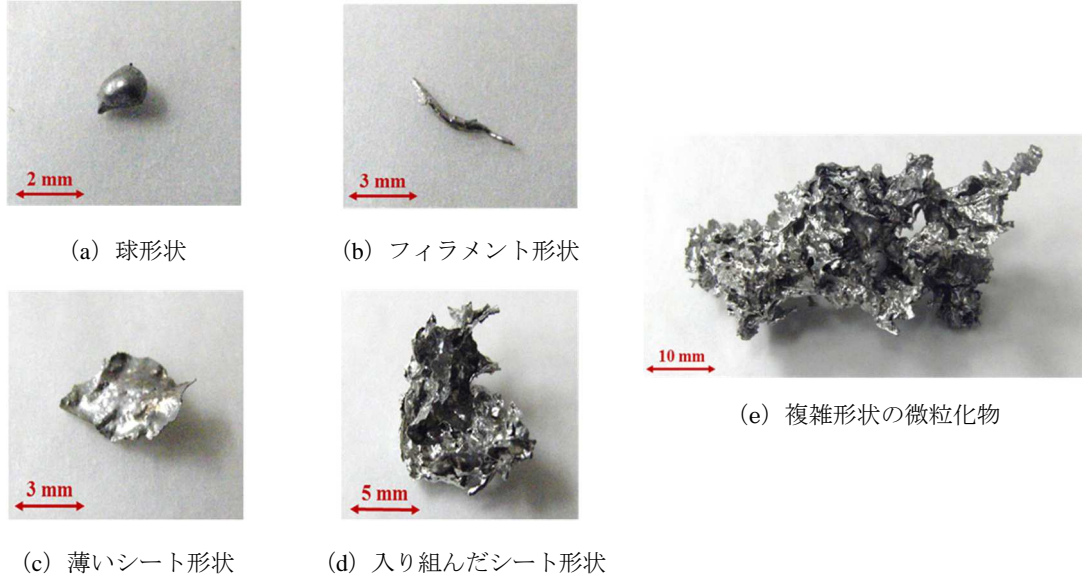


図7 微粒化物の形状 (case: (2)) (岩澤他, 2015b) [15].

4. 界面固化を考慮した界面不安定性理論

4.1 想定する体系と基礎方程式

図8に、界面固化の発生を考慮した界面不安定性理論を溶融ジェットの体系に適用した場合の概念図を示す。このとき、溶融ジェットの体系では、鉛直下方に重力 g が作用するとともに、一様な流速 V で流れる溶融ジェットと冷却材の二相界面に、厚さ δ の固化膜が生成した状態を想定する。基礎方程式は、既存研究 (e.g., Epstein, 1977; Haraldsson, et al., 2001) [16, 17] と同様に、流体1と流体2に対する連続の式と Euler の運動方程式を用いる。また、二相界面に生成する固化膜を伝搬する、波長 λ の擾乱 η は、二次元の微小擾乱とする。二相界面に生成する固化膜の発生、すなわち界面固化の発生の影響は、式(1)に示す、固化膜を介した溶融物と冷却材間の圧力 P の連続条件により考慮する。ここで、界面張力 σ は、 $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ と定義される (Epstein, 1997) [16].

$$D \frac{\partial^4 \eta}{\partial y^4} - \sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = P_1 - P_2 \quad (1)$$

4.2 不安定波長と微粒化径との比較

図9に、球形状の微粒化物の質量メジアン径、およびフィラメント形状やシート形状の微粒化物の質量メジアン径と、界面固化の発生を考慮した界面不安定性理論に基づいた不安定波長との比較を示す。このとき、 $D = 0$ としたとき、すなわち界面固化の発生がない既存の理論である、Kelvin-Helmholtz 不安定性の不安定波長、および臨界 Weber 数 (e.g., Moriyama et al., 2002; Matsuo et al., 2008) [7, 12] となるときの液滴直径をあわせて示す。本研究では、二相間の相対速度差 v_{rel} と

して、熔融ジェット先端速度を用いることとし、その範囲をエラーバーとして示した。また、図9に示すシンボルは、熔融ジェットの侵入速度 v_{j0} を示す。図9より、球形状の微粒化物の質量メジアン径は、臨界 Weber 数となるときの液滴直径に近い傾向を示した。一方、既存の理論は、フィラメント形シート形状といった微粒化物の質量メジアン径を過小評価することが示された。

図9より、熔融ジェット界面で固化膜が生成し、曲げ剛性 D が増加することにより、不安定波長が増加することが分かる。このことは、界面固化の発生により、より大きな波長とならないと界面不安定が発生しない、すなわち界面不安定の発生が抑制されることを示す。このとき、熔融ジェットと冷却材の二相界面に生成する固化膜の曲げ剛性を $D = 10^{-6} \sim 10^{-5} \text{ Nm}$ とした場合に、フィラメント形状やシート形状の微粒化物の質量メジアン径は、界面固化の発生を考慮した界面不安定性理論に基づく不安定波長に近い傾向を示した。

以上のことから、熔融ジェットと冷却材の二相界面に生成する固化膜の曲げ剛性の値を適切に設定することにより、フィラメント形状やシート形状といった微粒化物の質量メジアン径を予測できることが示された。

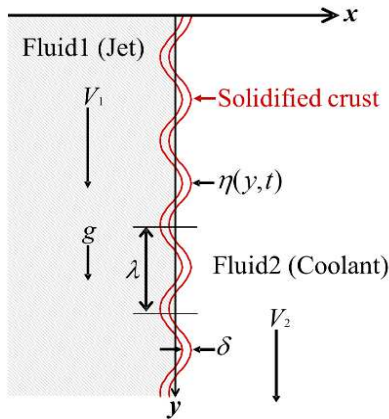


図8 界面固化の発生を考慮した界面不安定性理論の概念図（岩澤他, 2015b）[15].

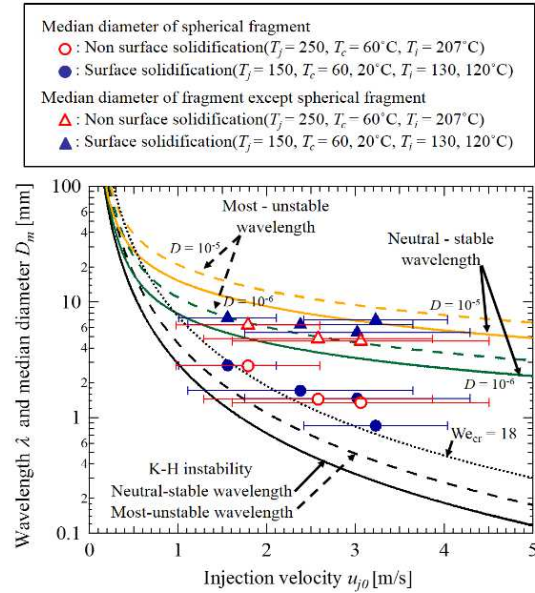


図9 界面固化の発生を考慮した界面不安定性理論と質量メジアン径（岩澤他, 2015b）[15].

5. 格子ボルツマン法による液体ジェット挙動の数値解析

松尾ら（松尾他, 2015）[18] による既存研究により、He ら（He, et al., 1999）[6] により構築された LBM に基づき液体ジェット挙動の数値解析を行うことで、液体ジェットの場合には、ジェットブレイクアップ長さが、既存研究により提案されている Epstein and Fauske（Epstein and Fauske, 2001）[14] によるジェットブレイクアップ長さの予測相関式に従うことが示されている。本研究では、松尾ら（松尾他, 2015）[18] による数値解析結果に対して、ラベリング処理を施すことにより、液体ジェットの周囲に生成した微粒化物の影響を無視し、液体ジェットの芯の先端位置を直接取得することで、ジェットブレイクアップ長さを計測した。

図10より、液体ジェット挙動の数値解析結果に対して、ラベリング処理を施すことにより得ら

れたジェットブレイクアップ長さは、松尾ら（松尾他, 2015）[18] により実施された、既存研究（e.g., Moriyama et al., 2005; Matsuo et al., 2008）[11, 12] で用いられる、生成した微粒化物を含む、ジェット先端速度の減少する位置から計測されたジェットブレイクアップ長さと同程度となった。

以上のことから、ジェット先端速度の減少する位置からジェットブレイクアップ長さを計測する、既存研究で用いられている計測手法は、ジェット芯の到達位置を計測する手法として妥当であることが示された。

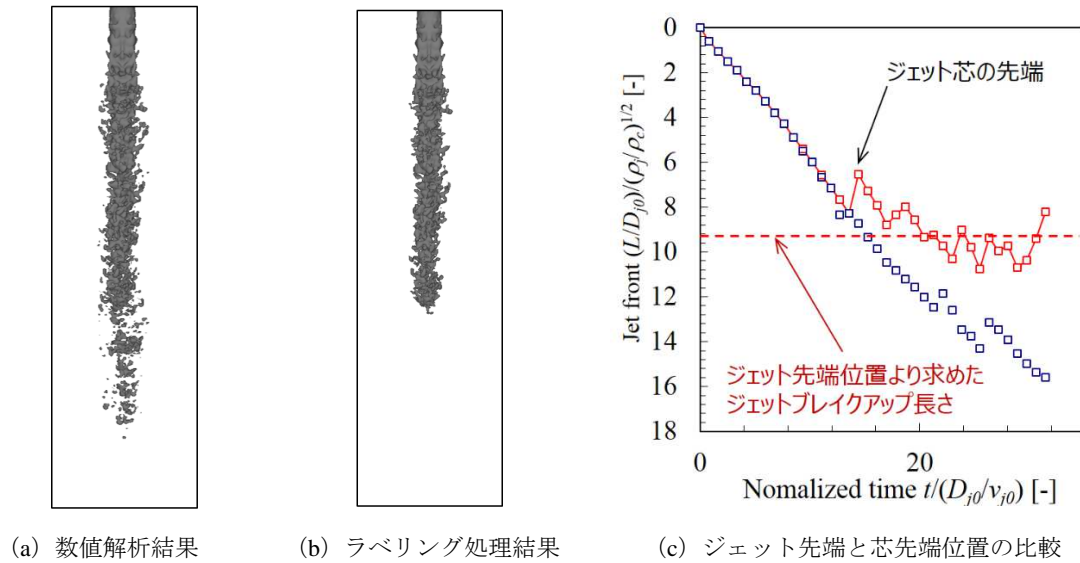


図 10 格子ボルツマン法による液体ジェットの芯先端位置の計測結果。

6. 粗混合伝熱モデルによる溶融燃料の冷却性の予測・評価

本研究では、Moriyama ら（Moriyama et al., 2002）[7] による既存研究で構築された粗混合伝熱モデルに基づき、既存研究（Matsuo et al., 2008）[12] と同様に、SFR で想定される条件で、界面固化が発生した場合に確保する必要がある、冷却材プールの深さを検証した。

図 11 に、ジェット先端位置の時系列変化と冷却材プール深さとの関係を示す。本研究より得られた、界面固化が発生する条件に対して適用可能である、Epstein and Fauske（Epstein and Fauske, 2001）[14] によるジェットブレイクアップ長さの予測相関式を適用した場合には、溶融ジェットが冷却材プールの床に直接衝突することを回避できることが示された。また、仮に、Saito ら（Saito et al., 1988）[13] によるジェットブレイクアップ長さの予測相関式を適用した場合には、冷却材プールの深さを 3.0 m とすれば、溶融ジェットが冷却材プールの床に直接衝突することを回避できることが示された。

図 12 に、生成する微粒化物の質量、ならびにそのうちに占める溶融状態と固化状態の微粒化物の質量を示す。このとき、本研究より得られた、界面固化が発生する条件に対して適用可能である微粒化物径の予測手法に基づき、生成する微粒物径を与えた。溶融ジェットと冷却材の二相界面に生成する固化膜の曲げ剛性の値が $D = 10^{-5} \text{ Nm}$ となる場合には、冷却材プールの深さを $H = 3.0 \text{ m}$ とすることにより、生成した微粒化物が冷却材プールの床に着底する前に、固化状態の微粒物が生成することから、溶融状態の微粒化物が冷却材プールの床に直接衝突することを回避できることが示された。

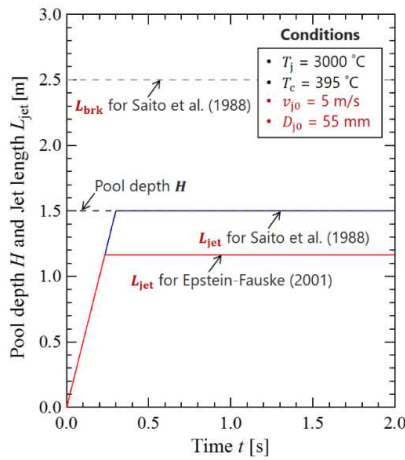


図 11 ジェット先端位置の時系列変化と冷却材プール深さとの関係。

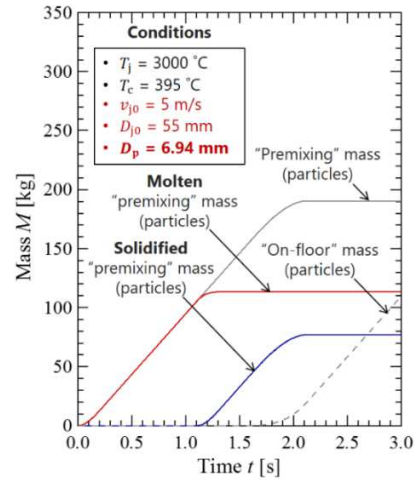


図 12 生成微粒化物の質量の解析結果
($D = 10^{-5}$ Nm, $H = 3.0$ m)。

結言

本研究では、界面固化の発生する条件に対して適用可能なジェットブレイクアップ長さ、および微粒化物径の予測手法の整備とともに、SFR で界面固化の発生が発生した場合に確保する必要のある、冷却性プール深さの検証を目的した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 界面固化の発生は、熔融ジェットがジェットブレイクアップに至る場合には、ジェットブレイクアップ長さに対しては影響を与えず、このときのジェットブレイクアップ長さの予測には、既存研究により提案されている Epstein and Fauske の予測相関式が適用できることを示した。
- (2) 熔融ジェットと冷却性の二相界面に生成する薄膜状の固化膜の曲げ剛性の値を適切に設定することにより、界面固化の発生を考慮しない、既存の理論では予測のできない、球形状の微粒化物以外の鋭く細いフィラメント形状や薄いシート形状といった微粒化物径を予測できることを示した。
- (3) 格子ボルツマン法による液体ジェット挙動の数値解析結果に対して、ラベリング処理を施すことにより、ジェットブレイクアップ長さをジェット芯の先端位置から直接計測した結果、既存研究で用いられている。ジェット先端速度の減少する位置からジェットブレイクアップ長さを計測する方法が妥当であることを示した。
- (4) 本研究で得られた結果に基づき、ナトリウム冷却高速炉の炉心損傷事象で想定される条件での熔融燃料の冷却性を予測・評価した結果、冷却材プールの深さを 3.0 m 確保することにより、熔融ジェット、および熔融状態の微粒化物が直接冷却材プールの床へ衝突することを回避できることを示した。

参考文献

- [1] Suzuki, T., Kamiyama, K., Yamano, H., Kubo, S., Tobita, Y., Nakai, R. and Koyama, K., “A scenario of core disruptive accident for Japan sodium-cooled fast reactor to achieve invessel retention”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **51** (4) (2014), pp.493-513.
- [2] Fauske, H.K., “On the mechanism of uranium dioxide-sodium explosive interactions”, *Nuclear Science and Engineering*, **51** (1973), pp.95-101.
- [3] Fauske, H.K., Koyama, K. and Kubo, S., “Assessment of the FBR core disruptive accident (CDA): the role and application of general behavior principles (GBPs)”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **39** (6) (2002), pp.615-627.
- [4] Sugiyama, K., Sotome, F. and Ishikawa, M., “Thermal interaction in crusted melts jets with large-scale structures”, *Nuclear Engineering and Design*, **189** (1999), pp.329-336.
- [5] Nishimura, S. et al., “Fragmentation mechanism of a single molten copper jet penetrating a sodium pool -transition from thermal to hydrodynamic fragmentation in instantaneous contact interface temperatures below its freezing point-”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **47** (3) (2010), pp.219-228.
- [6] He, X., et al., “A lattice Boltzmann scheme for incompressible multiphase flow and its application in simulation of Rayleigh–Taylor instability”, *Journal of Computational Physics*, **152** (1999), pp.642-663.
- [7] Moriyama, K. et al., “A simple evaluation method of the molten fuel amount in a premixing region of fuel-coolant interaction”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **39** (1) (2002), pp.53-58.
- [8] Lienhard, J. H., Correlation for the limiting liquid superheat, *Chemical Engineering Science*, **31** (1976), pp.847-849.
- [9] Kondo, S. et al., “Experimental study on simulated molten jet-coolant interactions”, *Nuclear Engineering and Design*, **155** (1995), pp.73-84.
- [10] Iwasawa, Y. et al., “Jet breakup behavior with surface solidification”, *Transactions of the JSME (in Japanese)*, **81** (823) (2015a), pp.1-15.
- [11] Moriyama, K. et al., “Coarse break-up of a stream of oxide and steel melt in a water pool”, *JAERI-Research 2005-017* (2005).
- [12] Matsuo, E. et al., “Study on jet breakup behavior at core disruptive accident for fast breeder reactor”, *Nuclear Engineering and Design*, **238** (2008), pp.1996-2004.
- [13] Saito, M. et al., “Experimental study on penetration behaviors of water jet into Freon-11 and liquid nitrogen”, *ANS Proceedings: National Heat Transfer Conference*, (1988), pp.173-183.
- [14] Epstein, M. and Fauske, H.K., “Applications of the turbulent entrainment assumption to immiscible gas-liquid and liquid-liquid systems”, *Chemical Engineering Research and Design*, **79** (4) (2001), pp.453-462.

- [15] Iwasawa, Y. et al., “Effects of surface solidification on fragmentation behavior of molten material jet”, *Transactions of the JSME (in Japanese)*, **81** (830) (2015b), pp.1-20.
- [16] Epstein, M., “Stability of a submerged frozen crust”, *Journal of Heat Transfer*, **99** (4) (1977), pp.527-532.
- [17] Haraldsson, H.Ó. et al., “Effect of solidification on drop fragmentation in liquid-liquid media”, *Heat and Mass Transfer*, **37** (4) (2001), pp.417-426.
- [18] Matsuo, E. et al., “Numerical simulation of jet breakup behavior by the lattice Boltzmann method”, *Transactions of the JSME (in Japanese)*, **81** (822) (2015), pp.1-20.

